



TITLE:

YB_6の超伝導とフォノン(VII. 格子系および電子-フォノン相互作用, 価数揺動状態の総合的研究, 科研費研究会報告)

AUTHOR(S):

國井, 暁; 門脇, 和男; 伊達, 宗行; Woods, S. B.; 糟谷, 忠雄

CITATION:

國井, 暁 ...[et al]. YB_6の超伝導とフォノン(VII. 格子系および電子-フォノン相互作用, 価数揺動状態の総合的研究, 科研費研究会報告). 物性研究 1984, 42(6): 82-83

ISSUE DATE:

1984-09-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/91418>

RIGHT:

YB₆ の超伝導とフォノン

東北大理、アルバータ大物理*、阪大理**
 國井 暁、門脇和男*、伊達宗行** S.B. Woods*、糟谷忠雄

LaB₆とYB₆とは同じ結晶構造(cubic CaB₆ type)を持ち、格子定数も各々4.154 Åと4.11 Åとでそれ程変わらず、又長谷川ら¹⁾によるLaB₆のバンド計算と青木ら²⁾によるYB₆のそれと比較すると殆ど同じ伝導帯を持ち、特筆すべき性格の変化はないといえる。

ところが、我々の作成になるYB₆とLaB₆との単結晶には大きな違いがあり、まずYB₆の超伝導転移温度が7.5°Kであるのに対してLaB₆では0.1°Kまで転移は観測されていない。又電気抵抗の測定ではYB₆のほうが残留抵抗(ρ_{im})が大きいということだけでなく、 ρ_{im} を差引いた残りの温度変化(図1)もLaB₆とは低温部分が異っておりLaB₆とは異った散乱機構が存在するかにみえる。磁化測定によれば、図2の如くYB₆は典型的な第2種超伝導体の振舞を示している。

これらの相違は何に由来するものであろうか？、まずphononの違う可能性がある。何故なら、LaB₆とYB₆とではB-B間の距離がoctahedronのintraとinterとではかなり異り、その差が3倍近くにも及ぶからである。³⁾つまりイオン半径の小さなYが入る事によってintra B-B間の距離は逆にかなりのびる。これはYの運動をかなり変えることになる。これらの様子はphononのstate densityがわかればかなりはつきりする。このためGaAs-Schottky barrierを用いたトンネル効果の実験を行った。

トンネル効果の実験は超伝導物質のT_cとかenergy gapがわかるだけでなく、その物質中で起るelementary excitationに関する情報をいろいろおしえてくれる。しかしjunctionのsurface contaminationをいかに防ぐかは重大な問題で、このためもあって物質によって異なるいろいろな実験方法が考えられてきた。ここでは、化合物に容易に便えて、機械的に安定で、酸化されにくく、chemical etchingが容易でclean surfaceが得られやすい等の理由でGaAs-Schottky barrier-point contact法

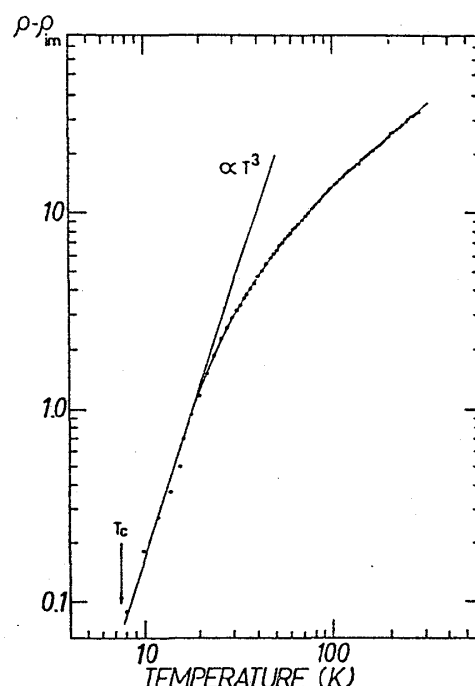


図1、YB₆の残留抵抗を差引いた電気抵抗の温度変化($\mu\Omega\text{-cm}$)

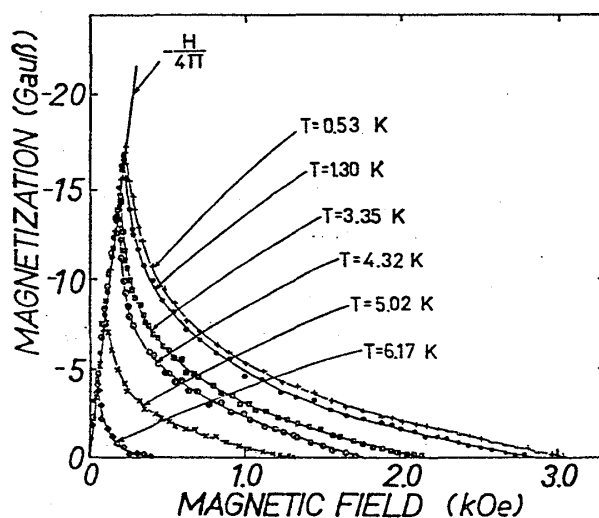


図2、YB₆の各温度における磁化、

を使用した。GaAsはdegenerateしたものを選び、試料としてまず純金を使いGaAs特有のstructureがないことを確かめ、ついでPbを使い従来報告されている結果を得た。YB₆のトンネルdataは試料と電極との間の放電cleaning⁴⁾を繰返すことによって再現性のあるものが得られる様になった。すなわち、バイアス電圧の低い所ではconstantなconductanceであったものが、ちょうどenergy gapに相当するバイアス電圧で急激にconductanceが増大する。このconductanceの増大はgapをのりこえて電流が流れるということで、結局その遷移確率は超伝導体のstate densityに比例する。normal状態のconductanceでnormalizeしたconductanceを $\sigma(V)$ 、とすると、

$$\sigma(V) = \int_{-\infty}^{\infty} N_T(E) \frac{\partial}{\partial E} f(E+eV) dE \quad \text{----- (1)}$$

である。充分低温ではフェルミ分布函数(f)の微分は δ 函数であるから、実測の σ がそのままstate density $N_T(E)$ を与えることになる。このstate densityはBCS theoryからenergy gapを Δ とすると、

$$N_T(E) = \text{Re} \left[\frac{|E|}{(E^2 - \Delta^2)^{1/2}} \right], \quad \text{----- (2)}$$

と与えられる。実際 weak-coupling superconductor

(Sn, In, Al etc.)といわれるもののトンネルdataは(2)式でよくfitできる。ところが strong-coupling superconductor (Pb, Hg etc.) では(2)式からはずれてくる。図3はYB₆の場合を示すが、BCS curveからはずれ strong-couple 系であることを示している。このはずれから超伝導理論のgap equationを使って $\alpha^2 F(E)$ が求まる。(図4)。ここで $F(E)$ はphonon density of states, α^2 はelectron phonon coupling係数である。peakが ~ 11 meV 近くにあるが、最近 neutron の inelastic scattering で与えられている LaB₆ の dispersion curve⁵⁾と比較すると、LaB₆ではほぼ12 meV 近くでpeakが見られるはずで、YがLaより軽いことを考えると11 meV は小さすぎ、最初に指摘したB-B間の距離との関係、あるいはLaB₆とYB₆との α^2 の違い、等今後追求すべき問題である。

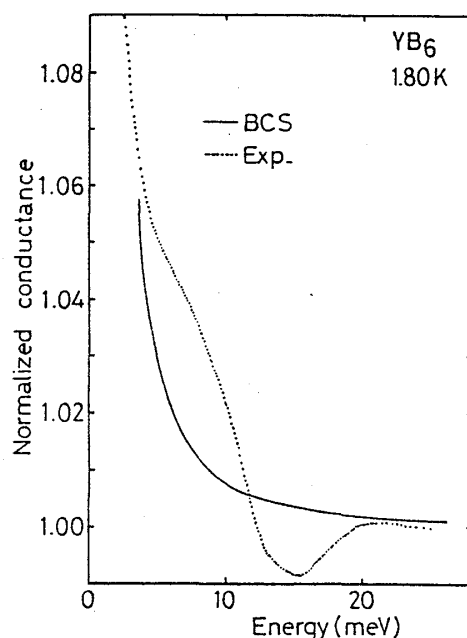


図3. YB₆の normalized conductance

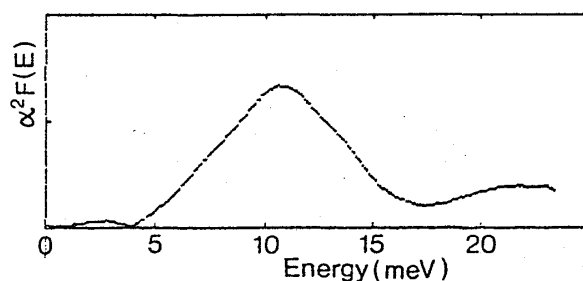


図4. YB₆の $\alpha^2 F(E)$

1) A. Hasegawa and A. Yanase ; J. Phys. F: Metal Phys. 7 1245 (1977)

2) Y. Aoki ; Thesis 1982 (東北大)

3) R. Naslain et al. ; Boron and refractory borides, Springer (1977) p285.

4) W.A. Thompson and S. von Molnar ; J. Appl. Phys. 41 5218 (1970)

5) H. Smith ; private communication